

Vermessung elektronischer Wellenfunktionen in Halbleitern: Von Quantenpunkten zu komplexeren Systemen

Morgenstern, Markus

Veröffentlicht in:
Jahrbuch 2005 der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft, S.155-167



J. Cramer Verlag, Braunschweig

Vermessung elektronischer Wellenfunktionen in Halbleitern: Von Quantenpunkten zu komplexeren Systemen*

MARKUS MORGENSTERN

RWTH Aachen, 2. Physik, Institut B
Huyskensweg, D-52074 Aachen,
email: mmorgens@physik.rwth-aachen.de

Mit Hilfe der Rastertunnelspektroskopie bei tiefen Temperaturen ist die lokale elektronische Zustandsdichte des III-V-Halbleiters InAs in verschiedenen Dimensionen vermessen worden. Dabei wurde neben der Dimension auch das externe Magnetfeld und die Unordnung als thermodynamische Parameter variiert. In nulldimensionalen Quantenpunkten konnten einzelne Wellenfunktionen abgebildet werden. In höherdimensionalen Systemen wurden stets mehrere Wellenfunktionen gleichzeitig abgebildet. Unterschiedliche Effekte wie Perkolation, schwache Lokalisierung, Driftzustände im Magnetfeld oder partielle Lokalisierung im extremen Quantenlimit konnten im Realraum dargestellt werden.

1. Einleitung

III-V-Halbleiter haben sich mittlerweile als klassisches Beispielsystem zur Untersuchung wechselwirkender Elektronen etabliert. Ihre wesentlichen Vorteile sind die Einfachheit des nahezu parabolischen Leitungsbandes mit vornehmlichem s-Charakter sowie die weitgehende Einstellbarkeit der Parameter, die das Verhalten des Elektronensystems beeinflussen. Insbesondere sind Dimension, Elektronendichte, Unordnung und Magnetfeld direkt einstellbar. Verschiedenste Elektronenphasen sind erzeugt und nachgewiesen worden, so z.B. Luttingerflüssigkeiten [1], composite Fermionen [2], Streifenphasen bei halbzahligen Füllfaktor [3] oder schwach lokalisierte Elektronen [4].

Eine Herausforderung bleibt es, die verschiedenen Phasen im Realraum abzubilden. In letzter Zeit sind vor allem Rastersondenmethoden eingesetzt worden,

* Vortrag gehalten beim Kolloquium anlässlich der Jahresversammlung der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft am 27. Mai 2005.

um zusätzliche lokale Informationen über das Verhalten der Elektronensysteme zu erlangen. Insbesondere sind dies die Rastertunnelspektroskopie [5], die Rasterkapazitätsspektroskopie [6], die elektrostatische Rasterkraftmikroskopie [7], ein auf einer Rastersondenspitze montierter Einzelelektronentransistor [8], das sogenannte gerasterte Gate [9] sowie die Rasternahfeldmikroskopie [10]. Jede dieser Methoden hat ihre spezifischen Vor- und Nachteile bezüglich lateraler Auflösung, detektierter Messgröße, Beeinflussung der Probe durch die Sonde, vertikaler Reichweite, Einsetzbarkeit unter extremen Temperaturen und Magnetfeldern sowie möglicher Zeitauflösung [11]. Neben der Visualisierung verschiedenster Effekte im Realraum zeigt sich vermehrt, dass die lokale Abbildung auch zu ganz neuen Einblicken in das Elektronenverhalten führt. Beispielsweise konnte ein charakteristisches Auffächern der Elektronenpfade in Quantenpunktkontakten nachgewiesen werden [9] oder die Bedeutung der elektrostatischen Abschirmung für die Lokalisierung im Quanten-Hall-Bereich hochmobiler Proben aufgezeigt werden [8].

Die spezifischen Vorteile der hier diskutierten Rastertunnelspektroskopie (RTS) bestehen in ihrer extremen lateralen Auflösung bis hinab in den atomaren Bereich [12]. Außerdem bildet RTS unmittelbar die Wellenfunktionen des Systems ab, koppelt also sehr direkt an die Anordnung der Elektronen [13]. Letzteres gilt nahezu exakt im Bereich von Fermi-Flüssigkeiten. Inwieweit auch stärker korrelierte System in ihrer lokalen Struktur abbildbar sind, bleibt abzuwarten. Spezifische Nachteile von RTS sind ihre geringe vertikale Reichweite, die es nicht erlaubt die üblichen hochmobilen Proben abzubilden, welche einige zehn nm unter der Oberfläche vergraben sind, außerdem eine mögliche Beeinflussung der Probe durch das elektrostatische Potential der Spitze [14] sowie die Notwendigkeit extremer UHV-Bedingungen, deren Kompatibilität zu bekannten Kühlmechanismen erheblichen Entwicklungsaufwand verlangt. Keiner der Nachteile ist jedoch grundsätzlicher Natur. So sind hochmobile Proben mit größerer Nähe zur Oberfläche denkbar, Proben- und Spitzenpotentiale angleichbar und Kühlmechanismen bis hinein in den Mischkryostatbereich prinzipiell UHV-kompatibel zu gestalten.

Die dargestellten RTS-Messungen demonstrieren das Potential der Methode und sollen in Zukunft im Hinblick auf tiefere Temperaturen, höhere Magnetfelder und höhere Mobilitäten fortgeführt werden, um einen weiteren Bereich des Phasendiagramms quasifreier Elektronen zu erkunden.

2. Meßmethode

In der Rastertunnelspektroskopie wird die differentielle Leitfähigkeit dI/dV des Tunnelkontaktes zwischen Spitze und Probe als Funktion des Ortes $\underline{x} = (x, y)$ und der angelegten Spannung V vermessen. Im Rahmen des Tersoff-Haman-

Modells [15] ergibt sich unter der Bedingung kleiner Spannungen im Vergleich zur Austrittsarbeit und relativ konstanter Spitzenzustandsdichte für $T=0$ K:

$$dI / dV(\underline{x}, V) \propto \rho_{Spitze}(E = E_F) \cdot LDOS(\underline{x}, E - E_F = eV). \quad (1)$$

Hierbei ist $\rho_{Spitze}(E)$ die Spitzenzustandsdichte gemessen an der Fermikante E_F , $LDOS(\underline{x}, E)$ die Probenzustandsdichte und $T(eV, z)$ der Transmissionskoeffizient der in der Regel exponentiell vom Spitze-Probe-Abstand z abhängt.

In allen Fällen, in denen sich die Gesamtwellenfunktion des Elektronensystems als antisymmetrisierte Produktwellenfunktion darstellen läßt, ist die $LDOS$ einfach die Summe aller quadrierten Wellenfunktionen bei der entsprechenden Energie. Im Falle endlicher Temperaturen ($T > 0$ K) ergibt sich zusätzlich eine nahezu gaußförmige Energieauflösungsfunktion $f(E)$ der vollen Halbwertsbreite $3.3 kT$, die mit der Energieverteilung der Wellenfunktionen gefaltet werden muss. In realen Experimenten muß zur Berechnung der Auflösungsfunktion schließlich noch die überlagerte Wechselspannung V_{mod} berücksichtigt werden, die als Referenzsignal für die Lock-In-Aufnahme von dI/dV dient. Es ergibt sich eine Energieauflösung von [5]:

$$\Delta E \propto \sqrt{(3.3 \cdot kT)^2 + (2.5 \cdot V_{mod})^2} \quad (2)$$

Die gemessene lokale Zustandsdichte ergibt sich dann zu:

$$LDOS(\underline{x}, E) \propto \sum_i |\Psi_i(\underline{x}, E_i)|^2 \cdot f(E_i - E) \quad (3)$$

Prinzipiell misst man also die Summe quadrierter Wellenfunktionen in einem bestimmten Energiefenster.

Tatsächlich sind noch vier messtechnische Probleme zu berücksichtigen:

- 1) Das Tersoff-Haman-Modell basiert auf der Annahme einer s-artigen Spitzenzustandsdichte, die in der Regel für W-Spitzen nicht zutrifft. Chen konnte jedoch zeigen, dass die Verwendung anderer Spitzenorbitale mit Hilfe einer sogenannten Ableitungsregel beschrieben werden kann [16]. Da in RTS-Messungen ausschließlich z-artige Orbitale signifikant zum Tunnelstrom beitragen, lautet die Regel: Das Produkt $LDOS(\underline{x}, E) \cdot T(E, z)$ muß l mal nach z abgeleitet werden, wenn ein Spitzenzustand der Drehimpulsquantenzahl l den Tunnelstrom trägt. Ist der Transmissionskoeffizient T räumlich homogen und exponentiell abstandsabhängig, so führt dies nur zu einem zusätzlichen Vorfaktor in Gleichung (1). Die Gleichung bleibt also im Rahmen der Proportionalität identisch. Tatsächlich lässt sich experimentell nachweisen, dass räumliche Homogenität und exponentielle Abstandsabhängigkeit von T für die Leitungsbandzustände des InAs gegeben ist [5].

- 2) RTS-Messungen werden in der Regel nicht bei konstantem Abstand z durchgeführt, sondern bei konstanten Regelparametern I_{stab} und V_{stab} , so dass $T(z)$ eine Ortsabhängigkeit aufweist. Der Effekt kann jedoch durch eine geeignete Normierung der Messdaten kompensiert werden, so dass tatsächlich die LDOS dargestellt wird [17].
- 3) Untersucht man Elektronensysteme nahe isolierendem Verhalten, so kann der Tunnelstrom zu Aufladungseffekten führen, die zusätzlichen Potentialunordnungen entsprechen [18]. Ein geeigneter Test ist die kontinuierliche Reduktion des Tunnelstroms, die im Falle einer Aufladung zur Veränderung des abgebildeten Elektronenmusters führt. Messungen sollten unterhalb der Veränderungsgrenze durchgeführt werden.
- 4) Die Austrittsarbeiten von Tunnelspitze und Probe können unterschiedlich sein, was eine lokale Bandverbiegung in Halbleiterproben zur Folge hat [14]. Da die Spannung Messparameter ist, kann sie nicht zur Kompensation dieses Problems verwendet werden. Man kann jedoch die Bandverbiegung anhand spitzeninduzierter Zustände bzw. einem verschobenen Leitungsbandeinsatz in $dI/dV(V)$ -Kurven identifizieren [14]. Da sie von den Details der Spitzegeometrie abhängt, lässt sie sich darüberhinaus mittels Spitzenpräparation modifizieren. Ein langwieriger aber funktionierender Prozess ist es, die Spitze solange zu modifizieren, bis sie im interessierenden Spannungsbereich faktisch keine Bandverbiegung mehr aufweist.

Berücksichtigt man diese Aspekte adäquat, so kann man in der Tat die Summe quadrierter Wellenfunktionen mittels RTS abbilden.

3. Experimenteller Aufbau

Da die Temperatur zentral die Energieauflösung eines RTS-Experiments bestimmt, sind Experimente bei tiefen Temperaturen wünschenswert. Außerdem sind insbesondere Halbleiterproben extrem sensitiv auf Verunreinigungen, so dass UHV-Bedingungen unabdingbare Voraussetzung für reproduzierbare Messungen sind. Schließlich ist auf extreme Vibrationsarmut im Bereich des Tunnelkontaktes zu achten. Bisher sind Kombination bis hinab zu 300 mK basierend auf der Kühlung mit flüssigem ^3He realisiert [19], während sich Geräte mit Mischkryostaten noch im Entwicklungsstadium befinden [20].

Eine Beschreibung des in Hamburg realisierten 300 mK-Systems findet man in [21]. Abb.1 zeigt Messungen zur realisierten Energieauflösung. Geeignetes Testobjekt sind die Quasiteilchenpeaks der Einteilchenzustandsdichte eines Supraleiters. Abb. 1a zeigt die vermessene supraleitende Bandlücke von NbSe_2 als Funktion der Probestemperatur. Deutlich erkennbar ist die Aufsteilung der Quasiteilchenpeaks mit abnehmender Temperatur. Allerdings weist NbSe_2 eine anisotrope Bandlücke auf [22], die zu einer intrinsischen Verschmierung der

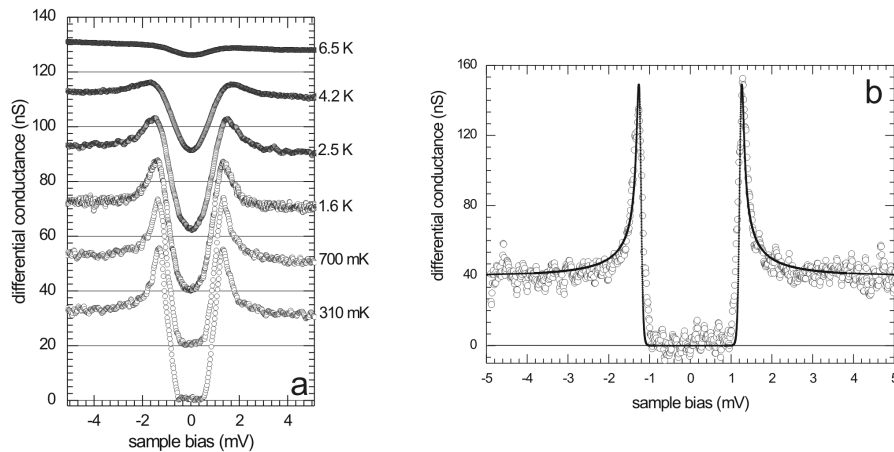


Abb. 1: Energieauflösungsmessungen zur Rastertunnelspektroskopie

(a) $dI/dV(V)$ -Kurven die mittels W-Spitze bei den angegebenen Temperaturen auf $\text{NbSe}_2(0001)$ vermessen wurden, $V_{\text{mod}} = 24 \mu\text{V}_{\text{rms}}$, $B = 0 \text{ T}$; (b) $dI/dV(V)$ -Kurve die mittels Nb-Spitze auf W(110) vermessen wurde, $T = 315 \text{ mK}$, $V_{\text{mod}} = 24 \mu\text{V}_{\text{rms}}$, $B = 0 \text{ T}$; die durchgezogene Linie entspricht dem erwarteten Verlauf der Kurve bei einer Elektronentemperatur von 315 mK [20].

Quasiteilchenpeaks führt. Für quantitative Messungen der Energieauflösung benötigt man ergo isotrope Supraleiter wie z.B. Nb. Abb. 1b zeigt die bei 315 mK vermessene Bandlücke eines Nb-W-Tunnelkontaktes. Durch Anpassung einer Fitkurve läßt sich die effektive Elektronentemperatur zu $350 \pm 35 \text{ mK}$ bestimmen entsprechend einer Energieauflösung von $100 \mu\text{eV}$.

Im Hinblick auf die Messungen an InAs-Systemen bedeutet dies, daß etwa 10 Zustände zur $LDOS$ eines 2D-Systems im Bereich von $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ beitragen.

Die nun folgenden Messungen sind jedoch weitgehend bei $T = 6 \text{ K}$ aufgenommen [23], so daß sie sich aus 20 mal mehr Wellenfunktionen konstituieren.

4. Messungen an Quantenpunkten

Die einfachste Möglichkeit die Anzahl der Wellenfunktion auf eins zu reduzieren besteht in einem vollständigen Einschlußpotential, das energetisch deutlich getrennte Einzelwellenfunktionen zur Folge hat. Als experimentelle Realisierung haben wir verspannungsinduzierte InAs-Quantenpunkte auf einem GaAs(001)-Substrat verwendet, die typische Energieabstände der Zustände von 50 meV aufweisen. Sie sind vom leitfähigen Substrat durch eine 15 nm dicke

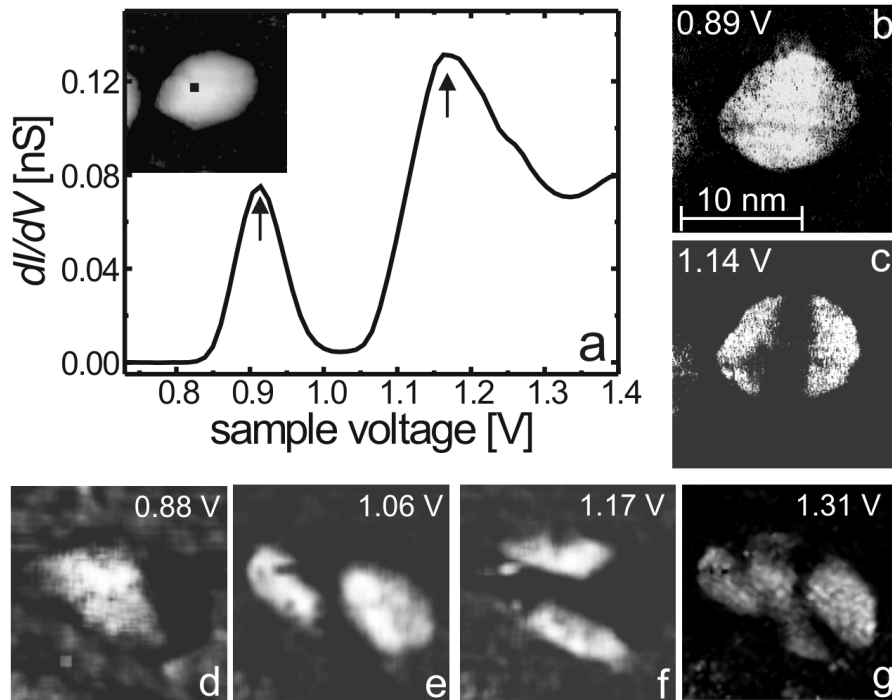


Abb. 2: Vermessung einzelner Wellenfunktionen in Quantenpunkten

(a) $dI/dV(V)$ -Kurve gemessen oberhalb eines InAs-Quantenpunktes; der Messpunkt ist als schwarzer Punkt im Topographiebild (Inset) markiert; die Pfeile zeigen die Spannungen an, bei denen die lateral aufgelöste Intensität in Abb. 2 b und c dargestellt ist; (b), (c) $dI/dV(x)$ -Bilder des Quantenpunktes von (a) aufgenommen bei den angegebenen Spannungen; (d)-(g) $dI/dV(x)$ -Bilder eines anderen Quantenpunktes, der vier Zustandsdichtepeaks in $dI/dV(V)$ -Kurven aufweist; die Bilder sind bei den Peakspannungen aufgenommen; $V_{\text{mod}} = 28 \text{ mV}_{\text{rms}}$, $B = 0 \text{ T}$, $T = 6 \text{ K}$ [23].

Tunnelbarriere aus undotiertem GaAs getrennt. Es hat sich als entscheidend herausgestellt, die Quantenpunktproben komplett unter UHV-Bedingungen von der herstellenden MBE-Anlage in die RTS-Anlage zu transferieren.

Abb. 2a zeigt ein lokales dI/dV -Spektrum eines Quantenpunktes (Inset), in dem 2 Peaks die eingeschlossenen Zustände repräsentieren. Ortsaufgelöste Daten der Peakintensität sind in Abb. 2b und c zu sehen. Diese entsprechen schlicht dem $|\psi_i(x)|^2$ der entsprechenden Wellenfunktionen und erinnern an s- und p-artige Zustände eines H-Atoms. Solche Zustände haben wir mittlerweile an weit mehr als 50 Quantenpunkten vermessen und es zeigt sich, dass jeder Quantenpunkt leicht unterschiedliche Zustände aufweist, die bis zu 3 Knoten

in eine Richtung entsprechend einem f-artigen Zustand zeigen [24]. Abbildung 2d-g zeigt die vier Zustände eines weiteren Quantenpunktes. Neben dem Demonstrationscharakter, einzelne Zustände in Halbleitern abbilden zu können, sind die Messungen auch für detaillierte Vergleiche mit Rechnungen von Interesse, die momentan von verschiedener Seite durchgeführt werden.

5. Messungen in verschiedener Dimension sowie im Magnetfeld

Die geringe vertikale Reichweite von RTS sowie die notwendige UHV-Kompatibilität des Herstellungsprozesses, verlangt es, neue Prozesse jenseits der etablierten MBE- und Reinraummethoden zur Herstellung niederdimensionaler Systeme zu entwickeln. Als besonders effektiv hat sich die Verwendung von in-situ gespaltenen InAs(110)-Proben erwiesen. Diese haben zunächst den Vorteil, dass Oberflächenzustände mehr als 1 eV von den Bandkanten entfernt sind und deshalb Messungen der Leitungsbandelektronen im Bereich von ca. 100 meV oberhalb der Leitungsbandkante nicht beeinflussen [25]. Das dreidimensionale Leitungsband ist somit unmittelbar zugänglich. Zweidimensionale Systeme lassen sich darüberhinaus durch eine gezielte Oberflächendotierung einfach im UHV erzeugen [26], indem man Adsorbate im Bereich von ca. 1 % einer Monolage aufbringt. Zufällig zeigt die InAs(110)-Oberfläche auch positiv geladene Stufenkanten in [112]-Richtung, die als eindimensionale Elektronenkanäle fungieren [27]. Nulldimensionale Systeme sind bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, können aber auch auf InAs(110) erzeugt werden. Die wesentliche Idee ist es, den Austrittsenergieunterschied zwischen Probe und Spitze nicht zu kompensieren, sondern gezielt zu nutzen, um ein Einschlusspotential unterhalb der Spitze zu erzeugen [14]. Die quantisierten Zustände lassen sich so zwar nicht abbilden aber spektroskopieren. Gegenüber den verspannungsinduzierten Quantenpunkten ist dieser spitzeninduzierte Quantenpunkt erheblich größer, so dass Einflüsse von Magnetfeld und Wechselwirkung sehr viel besser studiert werden können [28].

Nachteile der so präparierten Elektronensysteme sind einerseits die intrinsische Unordnung des Systems, die durch die Entartungsdotierung des InAs vorgegeben ist und die Tatsache dass sich die Elektronendichte nicht in-situ einstellen lässt, da keine Gate-Elektrode vorhanden ist.

Ein entscheidender Vorteil ist es, dass Methoden entwickelt worden sind, im Bereich der abgebildeten Zustandsdichte auch das Unordnungspotential abbilden zu können [5].

Abb. 3 zeigt einen Überblick über die auf InAs(110) erzielten *LDOS*-Daten in unterschiedlicher Dimension sowie mit und ohne Magnetfeld. Klar erkennbar sind die unterschiedlichen Erscheinungsformen der *LDOS* bei Variation der bestimmenden Parameter.

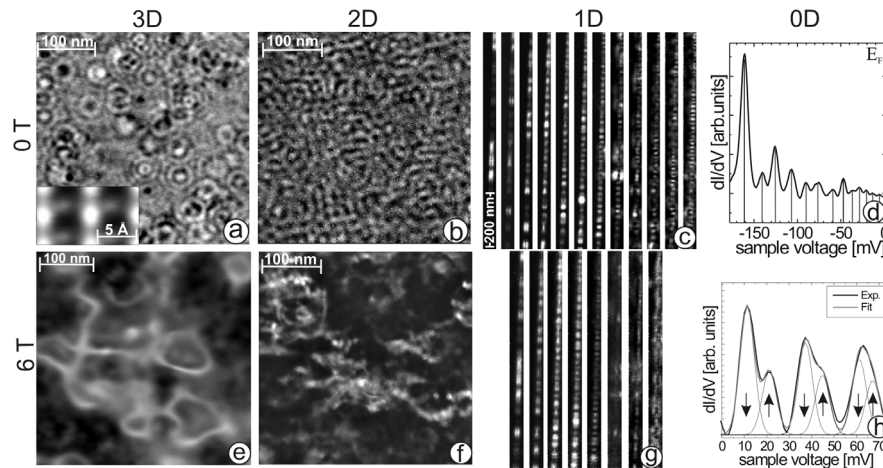
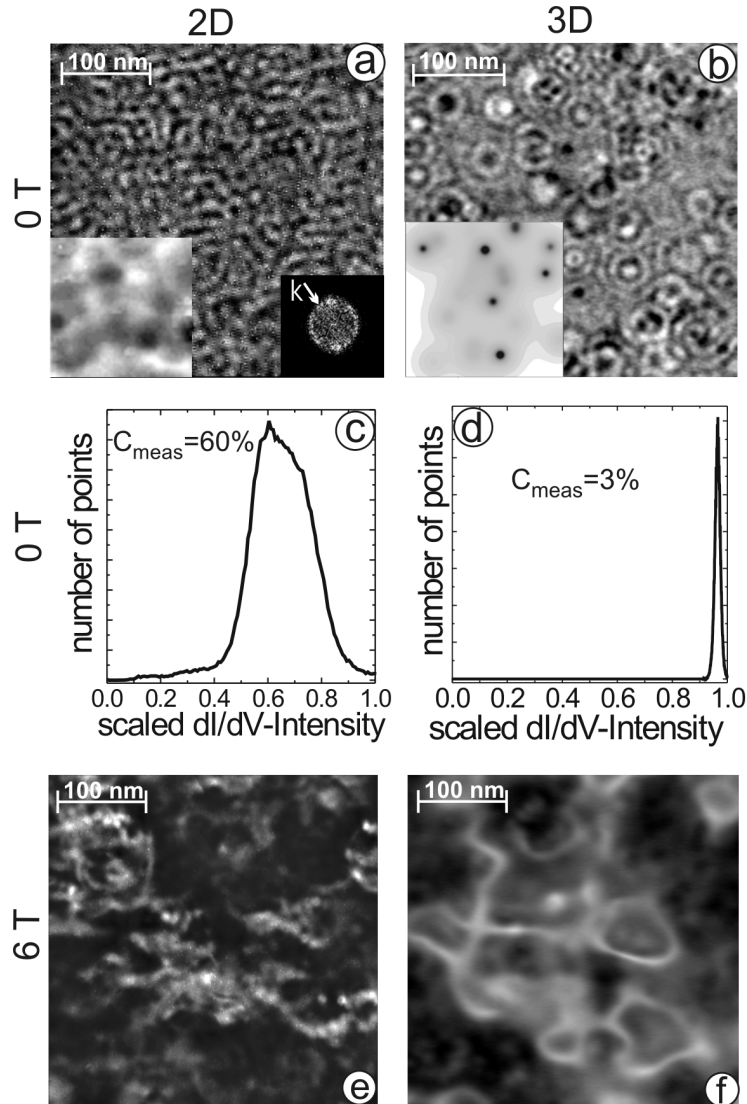


Abb. 3: Bilder der *LDOS* des InAs Leitungsbandes in verschiedener Dimension bei $B = 0$ T und $B = 6$ T

(a) 3DES, $E_{\text{kin}} = 50$ meV, $B = 0$ T; Inset zeigt die atomare Periodizität der untersuchten Blochwellen [17,24]; (b) 2DES, $E_{\text{kin}} = 60$ meV, $B = 0$ T [29]; (c) 1DES, $E_{\text{kin}} = 0-75$ meV (v. li. n. re.), $B = 0$ T [26]; (d) $dI/dV(V)$ -Spektrum eines spitzeninduzierten Quantenpunktes mit markierten Peakspannungen, $B = 0$ T [14]; (e) 3DES, $E_{\text{kin}} = 60$ meV, $B = 6$ T [28]; (f) 2DES, $E_{\text{kin}} = 60$ meV, $B = 6$ T [28]; (g) 1DES, $E_{\text{kin}} = 5-75$ meV (v. li. n. re.), $B = 6$ T; (h) $dI/dV(V)$ -Spektrum eines spitzeninduzierten Quantenpunktes bei $B = 6$ T mit gaußförmigen Fitkurven, die je einem spinpolarisierten Zustand entsprechend dem markierten Pfeil zugeordnet sind [27]; Bezugspunkt der Energie E_{kin} ist stets das Leitungsbandminimum.

Die einzelnen Beobachtungen sind im Detail in der Literatur beschrieben [5,14,17,27,28-31]. Abb. 4 zeigt einen Vergleich von 2DES und 3DES-Daten mit und ohne Magnetfeld. Die vermessenen Potentialunordnungen sind in Abb. 4a und b als Inset dargestellt und es zeigt sich, dass diese jeweils durch die Hintergrunddotierung bestimmt sind und somit in 2DES und 3DES weitgehend identisch sind. Trotzdem findet man zentrale Unterschiede der *LDOS* bei $B = 0$ T. Während die Wellenfunktionen in 3D zirkulare Korrugationsmuster um einzelne Dotieratome aufweisen, erscheint das Wellenmuster im 2D-Fall deutlich komplexer und besteht aus einer Mischung ebener und zirkularer Wellen einer präferentiellen Wellenlänge, die in der Fouriertransformation (Inset) direkt als Ring sichtbar wird. Außerdem ist die Korrugation im 2D-Fall etwa 20 mal stärker als im 3D-Fall, wie in Abb. 4c und d gezeigt. Wir vermuten, dass beide Unterschiede durch die Tendenz des 2D-Systems zur schwachen Lokalisierung hervorgerufen werden [30]. Während phasenfixierte Streuanteile der Wellenfunktionen in 3D im wesentlichen durch Einfachstreuung an Dotieratomen hervorgerufen werden, sind in 2D komplexere Streupfade charakteristisch, welche in der Konsequenz die schwache Lokalisierung ausmachen. Ausserdem ist

Abb. 4: Vergleich der *LDOS* in 2D und 3D

(a) 2DES, $E_{\text{kin}} = 60$ meV, $B = 0$ T; Inset links: Potentialunordnung mit Fluktuationen von ± 15 meV; Inset rechts: Fouriertransformation des Realraumbildes mit markiertem präferentiellen k -Vektor [29]; (b) 3DES, $E_{\text{kin}} = 50$ meV, $B = 0$ T; Inset: Potentialunordnung mit Fluktuationen von ± 15 meV [17,27]; (c), (d): Histogramme der dI/dV -Werte in den Bildern von (a) bzw. (b); die angegebene Korrugation C_{meas} berechnet sich als Quotient aus Halbwertsbreite der Verteilung durch mittleren dI/dV -Wert [28]; (e) 3DES, $E_{\text{kin}} = 60$ meV, $B = 6$ T [28]; (f) 2DES, $E_{\text{kin}} = 60$ meV, $B = 6$ T [28].

die Korrugationsstärke ein direktes Maß für den phasenfixierten Anteil der Wellenfunktionen, der in 2D dem lokalisierten Anteil ähnlich ist.

Legt man ein B -Feld von 6 T an, so findet man sehr viel größere Ähnlichkeit zwischen 2D und 3D. Die LDOS besteht in beiden Fällen aus sich schlängelnden Pfaden, wie man sie von Driftzuständen erwartet [32]. Ausserdem wird der Korrugationsunterschied deutlich reduziert. Er beträgt in 2D 80 % und in 3D 20 %. Eine detaillierte Analyse möglicher Messfehler zeigt dass die Schlangenstrukturen in der Tat $LDOS$ -Muster sind, deren mittlere Breite die magnetische Länge ist und deren Strukturgröße den Potentialfluktuationen entspricht [31]. Es ist also zu schließen, dass Driftzustände, wie sie bisher ausschliesslich in 2D vorausgesagt waren [32], auch in 3D existieren. Bisherige Messungen an InAs und InSb legen nahe, dass hierzu die kinetische Energie des Systems erheblich reduziert werden muss, so dass der Effekt ausschliesslich im extremen Quantenlimes auftritt. Ein mögliches Szenario wäre eine partielle Lokalisierung der Wellenfunktionen parallel zum Magnetfeld, so dass das System in 2D-artige Pfützen zerfällt [31].

6. Variation der Unordnung

Als weiterer wesentlicher Parameter ist partiell die Unordnung variiert worden. Dies läßt sich durch Variation der Probendotierung sowie geringere Oberflächendotierung in 2D-Systemen zumindest in Richtung stärkerer Unordnung leicht bewerkstelligen [26]. Es zeigt sich, dass bei Unordnungen, die wesentlich stärker als die kinetische Energie des Systems sind, der Wellenfunktionscharakter der Zustände fast vollständig verloren geht und das System einen nahezu klassischen Perkulationsübergang von stark lokalisierten zu schwach lokalisierten Zuständen zeigt [33]. Interessanterweise zeigt das System in Übereinstimmung mit theoretischen Voraussagen [34] lokale Landauquantisierungen, die in der lateral gemittelten Zustandsdichte nicht sichtbar sind [34].

7. Zusammenfassung

Die Möglichkeiten mittels RTS die $LDOS$ eines III-V-Halbleiters in verschiedener Dimension sowie mit und ohne Magnetfeld abzubilden wurden anhand einiger Beispiele basierend auf Elektronen des InAs-Leitungsbandes dargestellt. Die Vielfältigkeit des Phasendiagramms der III-V-Halbleiter erlaubt gewiss noch viele weitere Elektronenphasen zu untersuchen und deren Existenz unmittelbar nachzuweisen. Eine spannende Frage ist sicherlich, inwieweit auch die laterale Verteilung stark wechselwirkender Systeme mittels RTS abgebildet werden kann. Essentiell hierfür ist die Entwicklung RTS-kompatibler, hochmobiler Proben sowie das weitere Fortschreiten zu tieferen Temperaturen und höheren Magnetfeldern.

Literatur

- [1] AUSLAENDER, O.M., A. YACOBY, R. DE PICCIOTTO, K. W. BALDWIN, L. N. PFEIFFER & K. W. WEST: *Science* **295** (2002) 825; AUSLAENDER, O. M., H. STEINBERG, A. YACOBY, Y. TSEKOVNYAK, B. I. HALPERIN, K. W. BALDWIN, L. N. PFEIFFER & K. W. WEST: *Science* **308** (2005) 88.
- [2] TSUI, D. C., H. L. STÖRMER & A. C. GOSSARD: *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1559; KUKUSHKIN, I.V., J.H. SMET, K. VON KLITZING & W. WEGSCHEIDER, *Nature* **415** (2002) 409.
- [3] LILLY, M.P., K. B. COOPER, J. P. EISENSTEIN, L. N. PFEIFFER & K. W. WEST: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 394.
- [4] SIMMONS, M. Y, A. R. HAMILTON, M. PEPPER, E. H. LINFIELD, P. D. ROSE & D. A. RITCHIE: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2489; ILANI, S., A. YACOBY, D. MAHALU & H. SHRIKMAN: *Science* **292** (2001) 1354.
- [5] MORGENSTERN, M.: *Physik Journal* **8** (2004) 83; *Surf. Rev. Lett.* **10** (2003) 933; MORGENSTERN, M., D. HAUDE, V. GUDMUNDSON, CHR. WITTNEVEN, R. DOMBROWSKI, CHR. STEINEBACH & R. WIESENDANGER: *J. Electr. Spectr. Rel. Phen.* **109** (2000) 127.
- [6] TESSMER, S. H., P. I. GLICOFRIDIS, R. C. ASHOORI, L. S. LEVITOV & M. R. MELLOCH: *Nature* **392** (1998) 51; FINKELSTEIN, G., P. I. GLICOFRIDIS, R. C. ASHORI & M. SHAYEGAN: *Science* **289** (2000) 90.
- [7] WEITZ, P., E. AHLWEDE, J. WEIS, K. VON KLITZING & K. EBERL: *Physica E* **6** (2000) 247; AHLWEDE, E., J. WEIS, K. V. KLITZING & K. EBERL: *Physica E* **12** (2002) 165.
- [8] ZHITENEV, N.B., T. A. FULTON, A. YACOBY, H. F. HESS, L. N. PFEIFFER & K. W. WEST: *Nature* **404** (2000) 473; MARTIN, J., S. ILANI, B. VERDENE, J. H. SMET, V. UMANSKY, D. MAHALU, D. SCHUH, G. ABSTREITER & A. YACOBY: *Science* **305** (2004) 980; ILANI, S., J. MARTIN, E. TEITELBAUM, J. H. SMET, D. MAHALU, V. UMANSKY & A. YACOBY: *Nature* **427** (2004) 328.
- [9] TOPINKA, M.A., B. J. LEROY, S. E. J. SHAW, E. J. HELLER, R. M. WESTERVELT, K. D. MARANOWSKI & A. C. GOSSARD: *Science* **289** (2000) 2323; TOPINKA, M.A., B. J. LEROY, R. M. WESTERVELT, S. E. J. SHAW, R. FLEISCHMANN, E. J. HELLER, K. D. MARANOWSKI & A. C. GOSSARD: *Nature* **410** (2001) 183; PIODA, A., S. KICIN, T. IHN, M. SIGRIST, A. FUHRER, K. ENSSLIN, A. WEICHSELBAUM, S. E. ULLOA, M. REINWALD & W. WEGSCHEIDER: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 216801.
- [10] GUEST, R. J., T. H. STIEVATER, G. CHEN, E. A. TABAK, B. G. ORR, D. G. STEEL, D. GAMMON & D. S. KATZER: *Science* **293** (2001) 2224; EYTAN, G., Y. YAYON, M. RAPPAPORT, H. SHTRIKMAN & I. BAR-JOSEPH: *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1666.
- [11] MORGENSTERN, M.: in "Scanning Probe Microscopy: Electrical and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale" ed. by A. Gruverman (Springer, Berlin, 2005), in press.

- [12] WIESENDANGER, R.: Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy (Cambridge University Press, Cambridge 1994).
- [13] MORGENSTERN, M., A. SCHWARZ & U. D. SCHWARZ: in „Springer Nanotechnology Handbook“, ed. by B. Bushan (Springer Verlag, Berlin 2004) chapter 14.
- [14] FEENSTRA, R. M. & J. A. STROSCIO: J. VAC. Sci. Technol. B **5** (1987) 923; DOMBROWSKI, R., CHR. STEINEBACH, CH. WITTNEVEN, M. MORGENSTERN & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **59** (1999) 8043.
- [15] TERSOFF, J. & D. R. HAMANN: Phys. Rev. B **31** (1985) 805.
- [16] CHEN, C.J.: Introduction to Scanning Tunneling Microscopy (Oxford University Press, Oxford 1993).
- [17] WITTNEVEN, CHR., M. MORGENSTERN, R. DOMBROWSKI & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5616.
- [18] RAMACHANDRAN, V. & R. M. FEENSTRA: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1000.
- [19] PAN, S. H., E. W. HUDSON & J. C. DAVIS: Rev. Sci. Instr. **70** (1999) 1459; KUGLER, M., CH. RENNER, O. FISCHER, V. MIKHEEV & G. BATEY: Rev. Sci. Instr. **71** (2000) 1475.
- [20] MATSUI, T., H. KAMBARA, I. UEDA, T. SHISHIDO, Y. MIATAKE & H. FUKUYAMA: Physica B **329** (2003) 1653.
- [21] WIEBE, J., A. WACHOWIAK, F. MEIER, D. HAUDE, T. FOSTER, M. MORGENSTERN & R. WIESENDANGER: Rev. Sci. Instr. **75** (2004) 4871.
- [22] YOKOYA, T., T. KISS, A. CHAINANI, S. SHIN, M. NOHARA & H. TAKAGI: Science **294** (2001) 2518.
- [23] WITTNEVEN, C., R. DOMBROWSKI, S.H. PAN & R. WIESENDANGER: Rev. Sci. Instr. **68** (1997) 3806.
- [24] MALTEZOPOLOUS, T., A. BOLZ, C. MEYER, C. HEYN, W. HANSEN, M. MORGENSTERN & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 196804.
- [25] KLIJN, J., L. SACHAROW, CHR. MEYER, S. BLÜGEL, M. MORGENSTERN & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **68** (2003) 205327.
- [26] ARISTOV, V. YU, G. LELAY, P. SOUKIASSIAN, K. HRICOVINI, J. E. BONNET, J. OSVALD & O. OLSSON: Europhys. Lett. **26** (1994) 359; MORGENSTERN, M., M. GETZLAFF, D. HAUDE, R.L. JOHNSON & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **61** (2000) 13805; MORGENSTERN, M., J. WIEBE, A. WACHOWIAK, M. GETZLAFF, J. KLIJN, L. PLUCINSKI, R.L. JOHNSON & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **65** (2002) 155325.
- [27] MEYER, CHR., J. KLIJN, M. MORGENSTERN & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 076803.

- [28] MORGENSTERN, M., V. GUDMUNDSSON, R. DOMBROWSKI, CHR. WITTNEVEN & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **63** (2001) 201301.
- [29] HAUDE, D., M. MORGENSTERN, I. MEINEL & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1582; MORGENSTERN, M., J. KLIJN, CHR. MEYER & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 056804; MORGENSTERN, M., D. HAUDE, V. GUDMUNDSSON, CHR. WITTNEVEN, R. DOMBROWSKI & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **62** (2000) 7257.
- [30] MORGENSTERN, M., J. KLIJN, CHR. MEYER, M. GETZLAFF, R. ADELUNG, K. ROSSNAGEL, L. KIPP, M. SKIBOWSKI & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 136806.
- [31] MORGENSTERN, M., D. HAUDE, CHR. MEYER & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **64** (2001) 205104.
- [32] JOYNT, R. & R. E. PRANGE: Phys. Rev. B **29** (1984) 3303.
- [33] WIEBE, J., CHR. MEYER, J. KLIJN, M. MORGENSTERN & R. WIESENDANGER: Phys. Rev. B **68** (2003) 041402.
- [34] RUDIN, A.M., I. L. ALEINER & L. I. GLAZMAN: Phys. Rev. B **58** (1998) 5698.
- [35] WIEBE, J., M. MORGENSTERN & R. WIESENDANGER: to be published.